



TITLE:

一次元Fermi系の局在長に対する長距離斥力と不純物の効果

AUTHOR(S):

鈴木, 誠

CITATION:

鈴木, 誠. 一次元Fermi系の局在長に対する長距離斥力と不純物の効果. 物性研究 2000, 74(5): 498-508

ISSUE DATE:

2000-08-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96847>

RIGHT:

一次元 Fermi 系の局在長に対する長距離斥力と不純物の効果

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻 鈴木 誠¹

(2000 年 7 月 12 日受理)

Abstract

一次元フェルミ系では、不純物によるピンニングや Umklapp 散乱の効果はフェルミオンを局在させる。これに対する長距離 Coulomb 斥力の効果を調べた。その結果フェルミ波数の逆数程度の短波長の揺らぎで記述される不純物ポテンシャルや Umklapp 散乱に対し、長距離 Coulomb 斥力はその効果を抑制し非局在化を促していることが明らかになった。このような長距離 Coulomb 相互作用はメソスコピックリング上の永久電流の振幅を増大させる要因と考えられる。

1 序

近年、サブミクロン領域の実験技術が発達し擬一次元電子系の性質を調べることが可能になってきた。こうした研究の一つとして、メソスコピックサイズのリングにアハラノフ・ボーム磁束を与えたときに流れる永久電流の測定が挙げられる。この結果は定性的には理論と一致するものの、電流振幅に関しては理論的に予想された値よりも 1～2 桁大きな値が観測されている [1-3]。但しこの理論には電子間の相互作用は考慮されていない [1, 2]。従ってこの不一致の原因として、電子間に長距離相互作用が取り入れられていないことが考えられる。

本論文ではこうした観点に立ち、一次元スピンレスフェルミ系における電子の局在長が長距離斥力によってどのように影響されるかを調べる。電流振幅に直接的な影響を与える局在長を調べることで、上に示した実験との不一致の原因を検討した。

個別励起を持たず電子が集団的な励起モードによって記述される一次元電子系では、スピン・電荷分離や各種相関関数のべき乗則といったフェルミ液体とは異なる際立った特徴をもつ。これらは朝永-Luttinger(TL) 液体という、電子の分散関係を二つのフェルミ点 (三次元ではフェルミ面にあたる) 付近で線形化したモデルによって取り扱われる [4, 5]。

2 モデル

2.1 位相 Hamiltonian

基礎となる Hamiltonian は、以下で述べるボソン化法 [4-6] によって得られる位相 Hamiltonian である。この系では、運動エネルギー項や Coulomb 斥力項は厳密に対角化されるが、不純物ポテンシャル項は対角化されない高次の項を導く。従って不純物項に対して特別な取り扱いが必要になるが、ここで用いる近似法は鈴木と福山 [7, 8] による、Self-Consistent Harmonic Approximation (SCHA) とよばれる一種の平均場近似である。このような方法でエネルギー期待値を計算し、変分法によってエネルギー期待値を最小化するよう局在長を導く。

¹ e-mail: msuzuki@scphys.kyoto-u.ac.jp

出発点として次の Hamiltonian をとる。

$$H = H_0 + H_c + H_i \quad (1)$$

$$H_0 = -iv_F \int dx (\Psi_+^\dagger(x) \partial \Psi_+(x) - \Psi_-^\dagger(x) \partial \Psi_-(x)) \quad (2)$$

$$H_c = \int dx \int dx' \rho(x) U(x-x') \rho(x') \quad (3)$$

$$H_i = V_0 \sum_i \int dx (\Psi_+^\dagger(x) \Psi_-(x) + \Psi_-^\dagger(x) \Psi_+(x)) \delta(x - R_i) \quad (4)$$

ここで $\Psi_\pm(x)$ フェルミオンの演算子であり、 \dagger はエルミート共役を表す。添字 $+/-$ はそれぞれ右向き、左向きの電子を表す。 v_F はフェルミ速度であり、 $U(x-x')$ は Coulomb ポテンシャル、 V_0 は不純物ポテンシャル、 R_i は不純物サイトである。 $\rho(x)$ は電子密度であり、次のように定義される。

$$\rho(x) = \Psi_+^\dagger(x) \Psi_+(x) + \Psi_-^\dagger(x) \Psi_-(x) \quad (5)$$

以下では $\hbar = k_B = 1$ という単位系を採用する。

計算は電荷の自由度にのみ着目し、スピン自由度は無視して行う。Coulomb 相互作用 H_c は運動量交換の小さい密度-密度相関すなわち前方散乱のみを考える。これは長距離斥力が重要になるのは運動量交換の小さい散乱過程においてであって、後方散乱や Umklapp 散乱といった運動量交換の大きい過程は実空間での長距離スケールを問題にするときは小さいと考えられるためである。しかし短距離スケールの効果に関しては、後方散乱がスピン自由度で記述されるため完全に無視できるのに対し、Umklapp 散乱は電荷自由度で記述され、無視できない。この効果は 4.1 節においてくりこみ群を用いて議論する [9, 10]。それまで Umklapp 散乱はあらわには考慮しない。

ここで Hamiltonian (1-4) にボソン化法 [4, 5] を適用する。まず右向き、左向き ($+/-$ で表す) 電子の電荷密度、スピン密度 (磁化) をそれぞれ

$$\rho_\pm(x) \equiv \frac{1}{2\pi} \partial \phi_{\rho\pm}(x) \quad (6)$$

$$\sigma_\pm(x) \equiv \frac{1}{2\pi} \partial \phi_{\sigma\pm}(x) \quad (7)$$

というようにある位相演算子 $\phi_{\rho\pm}(x)$, $\phi_{\sigma\pm}(x)$ の微分で表す。これは

$$\phi_{\rho\pm}(x) = \frac{2\pi i}{L} \sum_p \frac{e^{-\alpha|p|/2 - ipx}}{p} \rho_\pm(p) \quad (8)$$

$$\phi_{\sigma\pm}(x) = \frac{2\pi i}{L} \sum_p \frac{e^{-\alpha|p|/2 - ipx}}{p} \sigma_\pm(p) \quad (9)$$

と書くことと等価である。この表現を用いるとフェルミオンの演算子は

$$\Psi_{\pm\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\alpha}} \eta_{\pm\uparrow} e^{\pm \frac{i}{\sqrt{2}}(\phi_{\rho\pm} + \phi_{\sigma\pm})} \quad (10)$$

$$\Psi_{\pm\downarrow} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\alpha}} \eta_{\pm\downarrow} e^{\pm \frac{i}{\sqrt{2}}(\phi_{\rho\pm} - \phi_{\sigma\pm})} \quad (11)$$

と表せる。ここで、 $\eta_{i\sigma}$ は

$$\{\eta_{i\sigma}, \eta_{j\sigma'}\} = 2\delta_{ij}\delta_{\sigma\sigma'} \quad (i, j = \pm) \quad (12)$$

を満たす実数演算子であり、 α は格子定数程度のカットオフである。このような性質をもつ位相演算子 $\phi_{\rho\pm}, \phi_{\sigma\pm}$ を用いて、次のボソン演算子を定義する。

$$\Pi_\rho(x) \equiv \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \partial(\phi_{\rho+} - \phi_{\rho-}) \quad (13)$$

$$\theta_\rho(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{\rho+} + \phi_{\rho-}) \quad (14)$$

$$\Pi_\sigma(x) \equiv \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \partial(\phi_{\sigma+} - \phi_{\sigma-}) \quad (15)$$

$$\theta_\sigma(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{\sigma+} + \phi_{\sigma-}) \quad (16)$$

$$[\theta_\rho(x), \Pi_\rho(x')] = i\delta(x - x') \quad (17)$$

$$[\theta_\sigma(x), \Pi_\sigma(x')] = i\delta(x - x') \quad (18)$$

ここに $\Pi_\rho(x), \Pi_\sigma(x)$ はそれぞれ電荷、スピンのカレントを表し、 $\theta_\rho(x), \theta_\sigma(x)$ はそれぞれ密度 $\rho(x), \sigma(x)$ の位相に相当する (式 (6), (7))。

電荷の自由度のみに注目し、 $\theta_\rho(x), \Pi_\rho(x)$ の添え字 ρ は無視すると上記の Hamiltonian(1-4) は以下のように変換される。

$$H_0 = \frac{1}{2} \int dx \left[2\pi v K \Pi^2(x) + \frac{v}{2\pi K} (\partial\theta(x))^2 \right], \quad v = v_F, \quad K = 1 \quad (19)$$

$$H_c = \frac{1}{\pi^2} \int dx \int dx' U(x - x') \partial\theta(x) \partial\theta(x') \quad (20)$$

$$H_i = V_0 \sum_i \int dx \cos(2k_F x + \theta(x)) \delta(x - R_i) \quad (21)$$

ここで

$$V_0 = \frac{2V'_0}{\pi\alpha}$$

である。

H_0 と H_c はボソン演算子に関して二次なので対角化できる。不純物項 H_i を評価するためにボソン演算子を二つの部分に分ける。

$$\theta(x) = \theta_{cl} + \hat{\theta} \quad (22)$$

ここで添字 cl はゆっくりと変化する古典的な部分であり、 $\hat{\theta}$ は量子揺らぎを表す。計算は $T = 0$ で行う。従って正準運動量 $\Pi(x)$ は量子揺らぎしか持たないとし、次のようにとる。

$$\Pi(x) = \hat{\Pi} \quad (23)$$

SCHA によって、不純物項は $\hat{\theta}$ の二次までのオーダーで次のように展開される [8]。

$$H_i \rightarrow V_0 \sum_i \int dx \gamma \left(1 - \frac{1}{2} (\hat{\theta}^2 - \langle \hat{\theta}^2 \rangle) \right) \cos(2k_F x + \theta_{cl}) \delta(x - R_i) \quad (24)$$

$$\gamma = \exp\left(-\frac{1}{2} \langle \hat{\theta}^2 \rangle\right) \quad (25)$$

$$\langle \hat{\theta}^2 \rangle \equiv \lim_{\beta \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L dx \frac{1}{\beta} \int_0^\beta d\tau \langle \hat{\theta}^2 \rangle_{x\tau} \quad (26)$$

但し、 $\langle \dots \rangle_{x\tau}$ は長さ x , 温度 τ^{-1} の系に関する熱平均を示す。

2.2 θ_{cl} の評価

ゆっくり変化する位相 θ_{cl} は不純物項 H_i と弾性エネルギー項 $H_0 + H_c$ に含まれるが、まず不純物項について考える。ピンニングが十分弱い場合、位相 θ_{cl} は局在長 L_0 程度の距離に対しほとんど変化しない。この場合、位相 θ_{cl} に関するエネルギーは統計力学における酔歩の問題との類推から計算することが出来る [11]。 $\theta_{cl}(x)$ は局在長 L_0 程度の距離に対し定数値 θ_{cl} を取ると仮定する。このとき長さ L_0 の部分からのエネルギーの寄与は

$$V(L_0) = V_0 \text{Re} \left(\sum_i e^{(2k_F R_i + \theta_{cl} R_i)} \right) \quad (27)$$

で与えられる。ここで i に関する和は L_0 内に含まれる不純物サイトに限って行う。 $V(L_0)$ を θ_{cl} に関して最小化すると、

$$V(L_0)_{\min} = -V_0 \left\langle \left| \sum_i e^{2ik_F R_i} \right| \right\rangle \quad (28)$$

となる。平均はランダムな不純物分布に関してとる。この平均を評価するために複素平面上の酔歩の問題を利用する [11]。

いま、複素平面上の点をランダムに大きさ 1 のステップを繰り返す過程を考える。 n ステップ後の位置を

$$X_n = \sum_{i=1}^n e^{iQ R_i}$$

で定義するとその分散は漸化式

$$\begin{aligned} \langle |X_{n+1}|^2 - |X_n|^2 \rangle &= \langle |X_n + e^{iQ R_{n+1}}|^2 - |X_n|^2 \rangle \\ &= \langle 1 + 2X_n \cos Q R_{n+1} \rangle \\ &= 1 \end{aligned}$$

によって

$$\langle |X_n|^2 \rangle = n, \quad \langle |X_n| \rangle \sim \sqrt{n}$$

となる。

これをランダム不純物の系に応用すると、式 (28) で与えられる長さ L_0 当たりの不純物エネルギーは、ステップ数が $\sqrt{n_i L_0}$ の場合の $\langle |X_n| \rangle$ に対応して

$$\left\langle \left| \sum_i e^{2ik_F R_i} \right| \right\rangle \sim \sqrt{n_i L_0}$$

と評価できる。 n_i は不純物濃度である。

ここで、この近似を用いると電子密度に関する情報（すなわち Fermi 波数）が完全に落ちてしまっていることに注意すべきである。これはここで用いた方法の至らぬところと言える。以上の議論から不純物項に起因する単位長さ当たりのエネルギーは次のように書ける。

$$E_{\text{imp}} = -V_0 \sqrt{\frac{n_i}{L_0}} \quad (29)$$

次に H_0 の、位相 θ_{cl} に依存する部分の寄与は、

$$\frac{v_F}{4\pi} \langle |\partial\theta_{cl}|^2 \rangle \sim \mu \frac{v_F}{4\pi} \frac{1}{L_0^2} \quad (30)$$

となる。ここで μ はオーダー 1 の定数で、正確には $\frac{\pi^2}{3}$ である。

H_c に関しても同じように考えれば、ゆっくり変化する古典的位相 θ_{cl} に起因する弾性項 $H_0 + H_c$ のエネルギーは以下のように表せる。

$$E_{elastic} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{v_F}{4\pi} + \frac{1}{\pi^2} U(q^*) \right) / L_0^2 \quad (31)$$

ここで、本来 q -依存性を持っている関数 $U(q)$ をある特定の q^* での値 $U(q^*)$ で代表させるという近似を行った。

2.3 量子揺らぎの効果

2.1 節での議論により Hamiltonian は揺らぎの演算子 $\hat{\Pi}$ と $\hat{\theta}$ の二次形式で記述される。従って平均場因子 γ は経路積分の方法により容易に計算できる。まず Hamiltonian は

$$H = \int dx (\mathcal{H}_0(x) + \mathcal{H}_c(x) + \mathcal{H}_i(x)) \quad (32)$$

$$\mathcal{H}_0(x) = (C\hat{\Pi}^2(x) + A(\partial\theta(x))^2) \quad (33)$$

$$\mathcal{H}_c(x) = \frac{1}{\pi^2} \int dx' U(x-x') \partial\theta(x) \partial\theta(x') \quad (34)$$

$$\mathcal{H}_i(x) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_i}{L_0}} V_0 \gamma \hat{\theta}^2(x) \quad (35)$$

$$C = \pi v_F \quad A = \frac{v_F}{4\pi} \quad \gamma = \exp\left(-\frac{1}{2} \langle \hat{\theta}^2 \rangle\right)$$

と書ける。ここで量子演算子 $\hat{\Pi}$ と $\hat{\theta}$ を含まない項は意味のない定数項なので省略してある。この Hamiltonian を用いて平均 $\langle \hat{\theta}^2 \rangle$ をとると、経路積分の方法を用いて

$$\langle \hat{\theta}^2(x) \rangle = \frac{1}{Z} \int \mathcal{D}\hat{\Pi} \int \mathcal{D}\hat{\theta} \hat{\theta}^2 \exp\left(i \int dt \int dx (\Pi \dot{\hat{\theta}} - \mathcal{H})\right) \quad (36)$$

となる。ここで Z は分配関数である。これより自己無撞着方程式

$$\gamma = \exp \left[-\frac{\sqrt{C}}{8\pi} \int_{-\alpha^{-1}}^{\alpha^{-1}} dq \frac{1}{\sqrt{(A + \frac{U(q)}{\pi^2})q^2 + AQ^2}} \right] \quad (37)$$

を得る。ここに Q は

$$AQ^2 = \frac{V_0 \gamma}{2} \sqrt{\frac{n_i}{L_0}}$$

で定義される。

2.4 自由エネルギーの構成

これまでの節で得られた結果により $T = 0$ の系のエネルギーは以下のように書き表される。

$$E(L_0) = \left(\frac{v_F}{4\pi} + \frac{U(q^*)}{\pi^2} \right) \frac{\pi^2}{3L_0^2} - \sqrt{\frac{n_i}{L_0}} V_0 \gamma \left(1 + \frac{\langle \theta^2 \rangle}{2} \right) + \sqrt{C} \sum_q \sqrt{\left(A + \frac{U(q)}{\pi^2} \right) q^2 + A Q^2} \quad (38)$$

第一項は 2.2 節で評価した弾性項であり、第二項は θ_{cl} に起因する不純物項からの寄与である。最後の項は Hamiltonian(32) の零点振動のエネルギーである。

3 数値計算

前節で導かれた自由エネルギーは二つの理由で解析的に計算することはできない。まず、Coulomb 相互作用を一次元で扱うと $U(q)$ に発散が現れること、第二に平均場の方程式 (37) 式が解析的には解けないためである。

一次元系において、Coulomb 相互作用 $U(x) \sim \frac{1}{|x|}$ は Fourier 変換を持たない。これは、積分

$$U(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{1}{|x|} e^{iqx} \quad (39)$$

が $x = 0$ の近傍で発散するため、適当にカットオフを入れる必要がある。この発散は一次元性に由来しており、現実には有限の直径を持っていることを考慮すると回避できる。すなわちこの積分を

$$U(q) \sim \int_d^{\infty} dx \frac{1}{|x|} e^{iqx} \quad (40)$$

という様に非常に小さい半径 d でカットすればよい [12]。このとき $U(q)$ の、波数依存性は

$$U(q) \sim U_0 \ln \frac{t}{q} \quad (41)$$

となる。ここで t は波数の次元を持つ量である。次に有限の到達距離を持つ相互作用について考える。電子間の斥力が有限のレンジに抑えられるのは他の電子によるスクリーニングが原因であるが、三次元の静的遮蔽の場合と同様斥力の到達距離 x_0 に対応する波数 q_0 を

$$q_0 = \frac{\pi}{x_0}$$

で定義して、

$$U_0 \ln \frac{t}{q} \longrightarrow U_0 \ln \frac{q_c^2 + q_0^2}{q^2 + q_0^2} \quad (42)$$

と変更することで、有限到達距離の相互作用を得ることができる。ここで、 q_c は格子間隔程度のカットオフである。実際、 $q_0 \rightarrow 0$ の長距離極限で Coulomb 型の斥力 (41) に帰する。 $q_0 \rightarrow \infty$ の短距離極限に関しては注意が必要である。この極限で相互作用は消えてしまって、一点での相互作用 $U(q) = U$ (定数) を再現しない。

平均場因子 γ は数値的に式 (37) から計算され、自由エネルギーが局在長 L_0 の関数 $E(L_0)$ として求められる。これを最小化する L_0 も数値的に計算できる。これが求める局在長である。この

際、主に Coulomb 斥力到達距離の逆数 q_0 、及び不純物濃度 n_i の関数として局在長を計算するが、ここで二つのエネルギースケール

$$\begin{aligned}\epsilon &= U_0 a / v_F \\ w &= V_0 / v_F\end{aligned}$$

を定義しておく。すなわち、 ϵ は Coulomb 斥力の強さ、 w は不純物ポテンシャルの強さをそれぞれ表す無次元パラメタである。ここで、 a は格子定数である。また Coulomb 斥力の到達距離を表す量も格子定数で規格化した無次元量

$$q_0 a$$

で表すことにする。小さい $q_0 a$ が長距離斥力に対応する。

4 結果と考察

不純物濃度に対する局在長を Coulomb 斥力到達距離の逆数 q_0 の関数として計算した結果を図 1 に示す。また Coulomb 斥力が存在しないときの局在長の不純物濃度依存性を図 2 に示す。更に、エネルギースケール ϵ, w を変えたときの局在長を図 3 に示す。これらの結果を検討する。

4.1 Coulomb 斥力の効果

斥力が長距離になるに従って、局在長が長くなり非局在化が起こることが図 1, 3 に顕著に示されている。局在長は斥力が格子間隔程度の短距離になると急激に小さくなる。図 2 と比べれば斥力がない場合 ($\epsilon = 0$) と比べて $q_0 a < 0.001$ の長距離 Coulomb 斥力の下では局在長が 1 オーダー程度大きくなることがわかる。しかしながら、一般にオンサイト Coulomb 斥力のもとでは電子系の局在は強まることが知られている [5, 9, 10]。これは Fermi 波長程度の短波長の揺らぎを持つ Umklapp 散乱が位相 $\theta(x)$ をピン止めしてしまうためで、不純物散乱と似た効果を持つ。実際、ボソン $\theta(x)$ による表現で Umklapp 項 H_U は

$$H_U = g \int dx \cos(\theta(x) + (4k_F - G)) \quad (43)$$

と表せる。 G は逆格子ベクトルである。この影響を検討するには、くりこみ群の方法が有効である。長波長の極限で Umklapp 散乱は自由電子 Hamiltonian (19) のふたつの Luttinger パラメタ v, K にくりこまれ、 v, K はより小さな値 v^*, K^* におきかわる [9, 10]。

$$0 < v^* < v, \quad \frac{1}{2} < K^* < K$$

図 4 に Umklapp 散乱の影響を繰り込んだ時の局在長を示す。Umklapp 散乱のために局在が強められていることがわかるが、 $q_0 a < 0.01$ の長距離斥力が存在するとき 3 ~ 10% 程度の変化をもたらすにすぎない。このことから、斥力を導入するときに Umklapp 項を無視したことは正当化される。

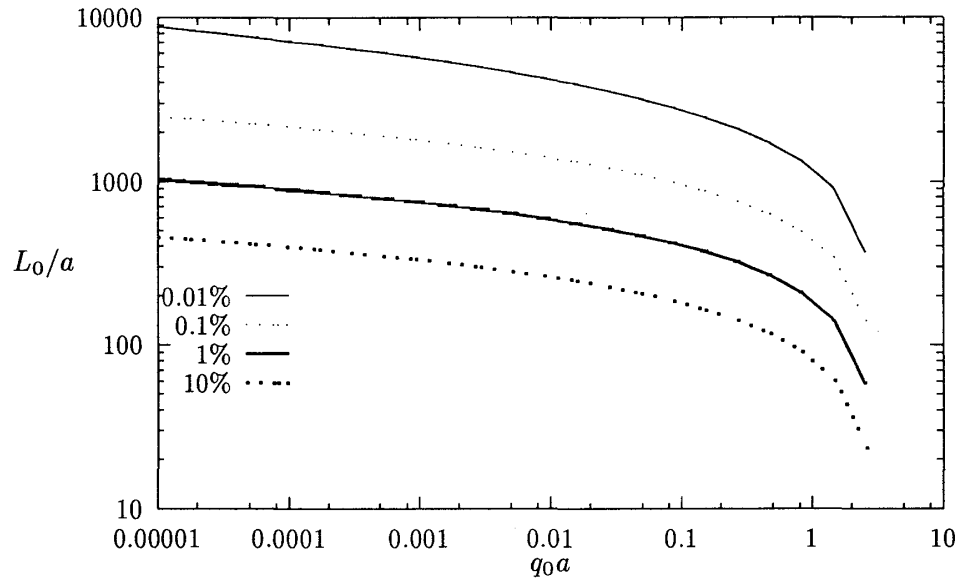


図 1: 相互作用パラメタ $\epsilon = 5$, $w = 1$ の下での局在長。不純物濃度はそれぞれ (a) 0.01%, (b) 0.1%, (c) 1%, (d) 10%。

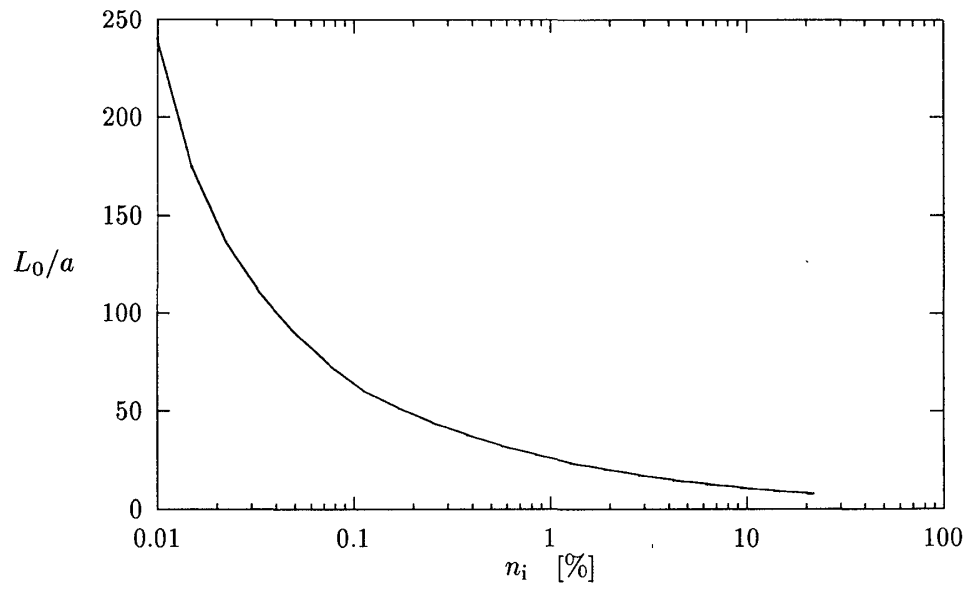


図 2: Coulomb 斥力がない時 $\epsilon = 0$ の局在長に与える不純物の効果。

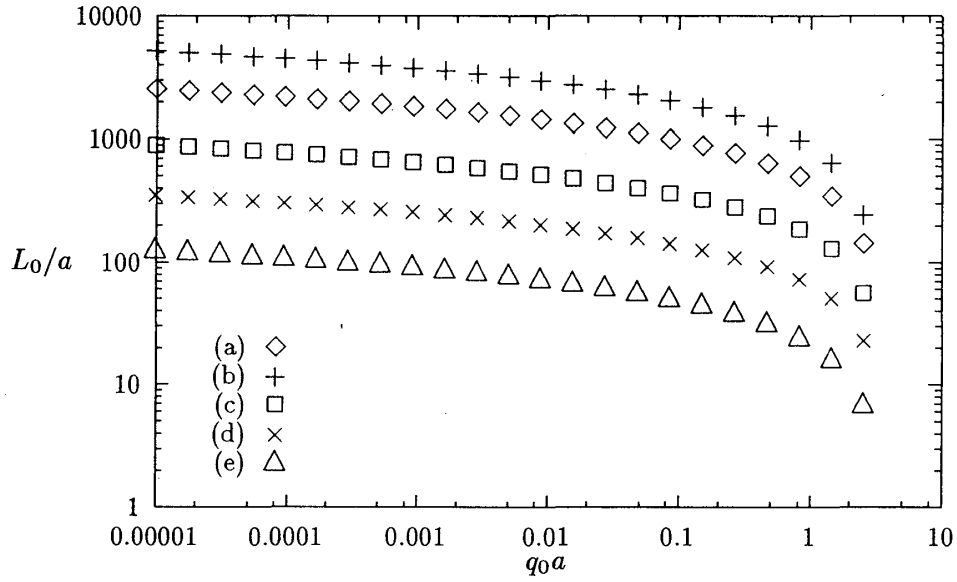


図 3: パラメタ ϵ , w の効果。(a) $\epsilon = 5$, $w = 1$ 、(b) $\epsilon = 20$, $w = 1$ 、(c) $\epsilon = 2.5$, $w = 2.5$ 、(d) $\epsilon = 1$, $w = 5$ 、(e) $\epsilon = 1$, $w = 20$ 。

4.2 不純物の効果

図 1, 2 から明らかなように、局在長は不純物濃度の減少関数になっているが、色々な不純物濃度に対する関数 $L_0(q_0)$ はほぼ同形をしている。すなわち、ここで用いた計算法では不純物の効果はここでは関数 $L_0(q_0)$ を平行にずらす作用しかないと考えられる。また計算過程から明らかなように、不純物の効果は常に $w\sqrt{n_i}$ の形で現れるので、不純物ポテンシャルの大きさ w も同様の役割を持つ (図 3)。

4.3 メゾスコピックリングの永久電流振幅

以上で得られた結果から、序で述べたメゾスコピックリングで観測された永久電流振幅の増大に、長距離 Coulomb 斥力が重要な役割を果たしていることを説明することが出来る。電子間相互作用がないとき局在長と電流振幅の関係は、 I を電流振幅、 L , L_0 をそれぞれリングの周および局在長として

$$I = \frac{1}{2} I_0 \exp\left(-\frac{L}{L_0}\right)$$

と与えられる [1, 13]。Coulomb 相互作用が存在するとき両者の間に具体的にどのような定量的な関係が存在するかは明らかでない。しかし電子の非局在化が電流振幅の増大に寄与することから、長距離 Coulomb 斥力によって局在長 L_0 が増大することで、メゾスコピックリング上の電流振幅 I が大きくなることが理解される。

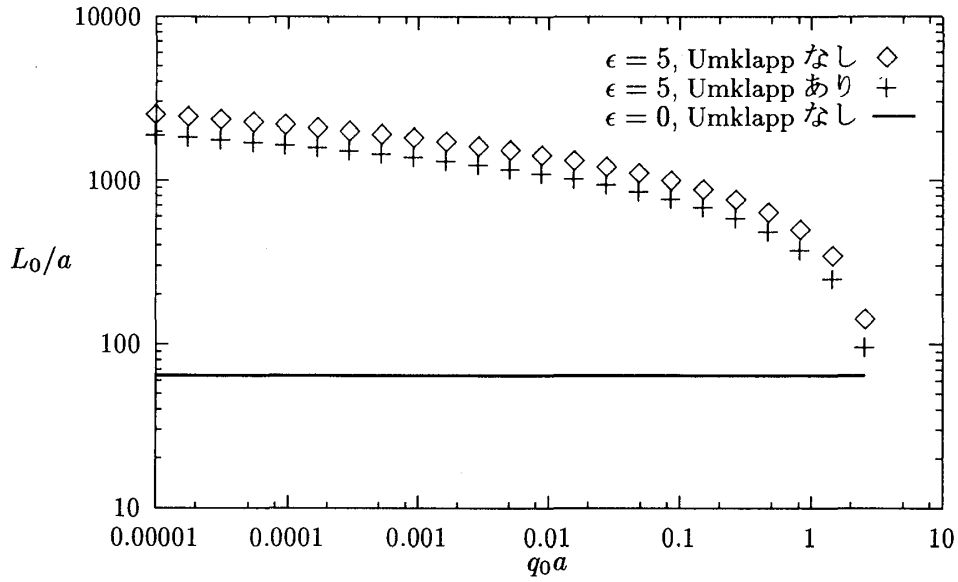


図 4: Umklapp 散乱による局在の効果。(a) $\epsilon = 5$, $w = 1$ で Umklapp 項が含まれないとき。(b) $\epsilon = 5$, $w = 1$ で Umklapp 項を繰り込んだとき ($v^* = 0.5v_F$, $K^* = 0.7$)。 (c) $\epsilon = 0$, $w = 1$ で Coulomb 斥力がないとき。

5 結論

本論文では、長距離 Coulomb 斥力により電子の局在長は一桁以上伸び、局在性が弱められることが示された。これは、局在を強める不純物散乱や Umklapp 散乱が格子間隔程度の揺らぎを持ったポテンシャルを与えるのに対して、Coulomb 斥力の長距離性がこれらの効果を抑制した結果と考えられる。この機構によって、メゾスコピックリング上の永久電流振幅に関し、自由電子モデルから導かれた理論値よりも大きな値が測定された実験結果が説明される。

今後の課題として、後方散乱の効果を含むスピン座標の考慮、電子密度を陽に含んだ計算の必要性等が挙げられる。

謝辞

本研究は京都大学理学部の卒業研究として行ったものである。数多くの議論と共に一次元系に関して様々な物理をお教え頂いた藤本聡博士に深く感謝致します。また有益な議論と助言を与えてくださった石黒武彦教授、前野悦輝助教授に感謝致します。

参考文献

- [1] H. F. Cheung, Y. Gefen, E. K. Riedel and W. H. Shih: Phys. Rev. **B37** (1988) 6050.
- [2] H. F. Cheung, K. Riedel, Y. Gefen: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 587.

- [3] V. Chandrasekhar, R. A. Webb, M. J. Brady, M. B. Ketchen, W. J. Galager and A. Kleinsasser: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3578.
- [4] S. Tomonaga: Prog. Theor. Phys. **5** (1950) 544.
- [5] J. Sólyom: Adv. Phys. **28** (1979) 201.
- [6] R. Shankar: Inter. J. Mod. Phys. **B4** (1990) 2371.
- [7] Y. Suzumura and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) 2870.
- [8] Y. Suzumura: Prog. Theor. Phys. **61** (1979) 1.
- [9] T. Giamarchi and H. J. Schulz: Phys. Rev. **B37** (1988) 325.
- [10] T. Giamarchi and H. J. Schulz: Europhys. Lett. **3** (1987) 1287.
- [11] H. Fukuyama and P. A. Lee: Phys. Rev. **B17** (1978) 535.
- [12] H. J. Schulz: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1864.
- [13] M. Abraham and R. Berkovits: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1509.